

ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ В ЛИНЕЙНУЮ В ИЗОТРОПНОЙ ФАЗЕ НЕМАТИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

Н.Н.Жуков¹⁾, О.П.Заскалько¹⁾, А.С.Золотько²⁾, В.Ф.Китаева²⁾

В изотропной фазе нематического жидкого кристалла самопрецессия эллипса поляризации светового импульса с длительностью, меньшей времени релаксации анизотропии τ сопровождается его вырождением - волна становится линейно поляризованной. Вблизи температуры фазового перехода обнаружен зависящий от интенсивности светового импульса аномально большой (на четыре порядка) рост τ .

Самовращение эллипса поляризации световой волны относится к ряду классических эффектов нелинейной оптики ¹. К настоящему времени детально изучен стационарный режим такого поляризационного самовоздействия, характеризуемый постоянством эксцентриситета эллипса. В нестационарном режиме, когда длительность светового импульса t_u сравнима с временем релаксации нелинейного отклика среды τ , согласно численным расчетам ² вращение эллипса поляризации может сопровождаться и изменением его эксцентриситета. В настоящей работе сообщается о первом экспериментальном наблюдении указанных эффектов. Показано, что при $t_u \ll \tau$ и достаточно большой энергии светового импульса его поляризация вырождается в линейную.

В качестве нелинейной среды была выбрана изотропная фаза нематического жидкого кристалла (НЖК), обладающая большими значениями кубичной восприимчивости χ и представляющая возможность температурной перестройки величин χ и τ (при приближении к температуре перехода в нематическую фазу T^* величины χ и τ возрастают $\sim (T - T^*)^{-1}$ ³). Эллиптически поляризованный коллимированный пучок одночастотного одномодового неодимового лазера ($\lambda = 1,06$ мкм, энергия импульса 25 мДж, длительность 30 нс) проходил через кювету (длина $L = 3$ см) заполненную НЖК "смесь-А" ⁴ в изотропной фазе (рис.1а). Величина перетяжки лазерного пучка в кювете составляла $w_0 \approx 0,7$ мм. Степень эллиптичности поляризации лазерного пучка e (отношение малой полуоси эллипса поляризации к большой) как до попадания в кювету, так и после ее прохождения, определялась по измерениям его нормированного параметра Стокса ξ_2 : $e = [1 - (1 - \xi_2^2)^{1/2}] / \xi_2$. Для измерения ξ_2 на пути лазерного пучка устанавливался ромб Френеля ориентированный так, что излучение с правой и левой круговой поляризацией после него было поляризовано линейно, соответственно в вертикальной и горизонтальной плоскости. Затем пучок проходил призму Глана, пропускающую в прямом направлении свет с горизонтальной поляризацией и отклоняющую с вертикальной. При этом ξ_2 равен разности интенсивностей выходящих из призмы Глана линейно поляризованных волн с вертикальной и горизонтальной поляризацией, нормированной на их сумму. В эксперименте интенсивности указанных волн регистрировались двумя фотоэлементами типа ФК-19, подключенными к осциллографу С8-14, что позволяло исследовать временную зависимость ξ_2 .

На рис.2 представлены полученные таким образом осциллограммы и соответствующие временные зависимости параметра Стокса ξ_2 прошедшего слой среды лазерного импульса (на входе в среду $\xi_2^0 = 0,78$, соответственно $e_0 = 0,32$) для различных значений температуры T последней. Видно, что изменение ξ_2 тем

¹⁾ Институт общей физики Академии наук СССР.

²⁾ Физический институт им.П.Н.Лебедева Академии наук СССР.

больше, чем ближе T к температуре перехода в нематическую фазу $T^* = 74,5^\circ\text{C}$. При $T = 75,5^\circ\text{C}$ эллиптическая поляризация, вырождаясь в линейную ($\xi_2 = 0$), затем снова превращается в эллиптическую, но с противоположным направлением вращения ($\xi_2 < 0$) и существенно меньшей степенью эллиптичности. При $T = 86^\circ\text{C}$ эллиптическая поляризация, вырождаясь в линейную, таковой остается до конца импульса. Дальнейшее увеличение температуры до $T = 97,5^\circ\text{C}$ приводило к ослаблению подобного поляризационного самовоздействия.

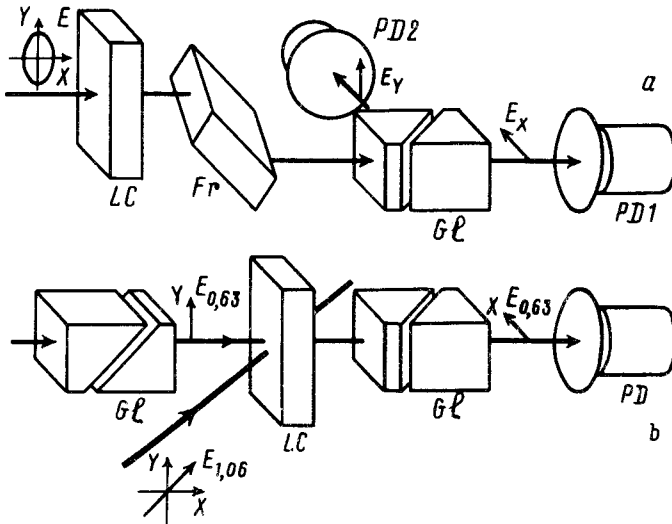


Рис. 1. Схемы измерения параметра Стокса ξ_2 (а) и времени релаксации анизотропии τ (б). ЛК - кювета с НЖК в изотропной фазе, Fr - ромб Френеля, GL - призма Глана, PD - фотозлемент

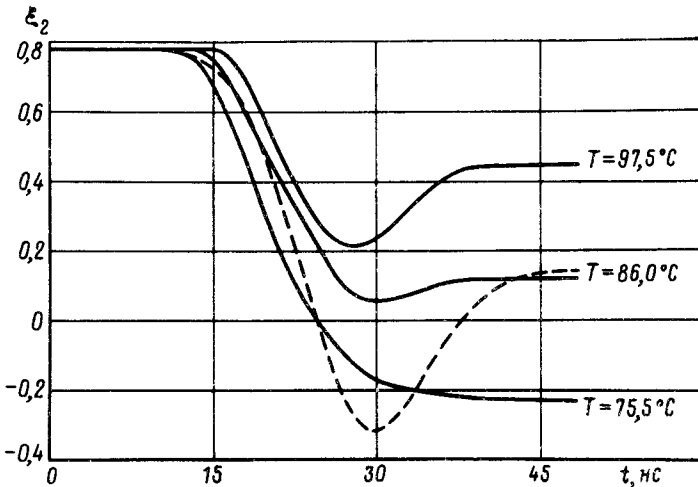


Рис. 2. Временные зависимости параметра Стокса ξ_2 лазерного импульса, прошедшего слой НЖК в изотропной фазе. Пунктирная кривая - расчетная зависимость, соответствующая $T = 75,5^\circ\text{C}$

При теоретическом анализе эволюции эллиптически поляризованной световой волны возмущения тензора диэлектрической проницаемости $\delta\epsilon_{ij}$ изотропной фазы НЖК, следуя ⁴, будем описывать уравнением:

$$\left(\tau \frac{\partial}{\partial t} + 1\right) \delta\epsilon_{ij} = 2\pi\chi (E_i E_j^* + E_i^* E_j - 2\delta_{ij} \sum_k |E_k|^2 / 3), \quad (1)$$

где $E_{i,j}$ - медленно меняющиеся компоненты вектора электрического поля световой волны. Полагая световую волну плоской, распространяющейся вдоль некоторой оси z , из уравнений Максвелла с учетом возмущений $\delta\epsilon_{ij}$ можно получить систему уравнений для нормированных параметров Стокса ξ_α ($\alpha = 1, 2, 3$):

$$\frac{\partial \xi_\alpha}{\partial z} = e_{\alpha\beta\gamma} \epsilon'_\beta \xi_\gamma; \quad \left(\tau \frac{\partial}{\partial t} + 1\right) \epsilon'_{1,3} = g I \xi_{1,3}; \quad \epsilon'_2 = 0, \quad (2)$$

где $I = cn(|E_x|^2 + |E_y|^2)/8\pi$, $g = (4\pi/cn)^2 \omega \chi$, $e_{\alpha\beta\gamma}$ - единичный антисимметричный тензор. Систему уравнений (2) необходимо дополнить граничными и начальными условиями: $\xi_\alpha(0, t) = \xi_\alpha(z, 0) = \xi_\alpha^0$; $\epsilon'_\alpha(0, t) = \epsilon'_\alpha(z, 0) = 0$.

В существенно нестационарном режиме ($t_u \ll \tau$) с помощью автомодельной переменной $\eta = gz \int_0^t I(t') dt'$ система (2) может быть сведена к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, из которой следует:

$$\left(\frac{d^2}{d\eta^2} + \frac{1}{\eta} \frac{d}{d\eta} + \left[1 - \frac{2}{\eta^2} \int_0^\eta \int_0^{\eta'} \xi_2(\eta'') d\eta' d\eta'' \right] \right) \xi_2 = 0. \quad (3)$$

Для малых ξ_2 ($|\xi_2| \ll 1$), в линейном по ξ_2 приближении уравнение (3) превращается в дифференциальное уравнение Бесселя, откуда при больших значениях η имеем решение, описывающее затухающие колебания степени эллиптичности: $\xi_2 \approx \xi_2^0 \sqrt{2/\pi z} \cos(\eta + \pi/4)$. Численное решение уравнения (3) для соответствующего эксперименту граничного условия $\xi_2^0 = 0,78$ показано на рис.2. Значение параметра $\chi/\tau = 1,1 \cdot 10^{-3}$ см · с/г подбиралось из условия совпадения нулей расчетной и экспериментальной зависимостей ξ_2 от t . Это значение по порядку величины совпадает с отношением $\chi/\tau = 1,8 \cdot 10^{-3}$ см · с/г для МББА и $\chi/\tau = 3,4 \cdot 10^{-3}$ см · с/г для ЕББА, которые рассчитаны на основании результатов

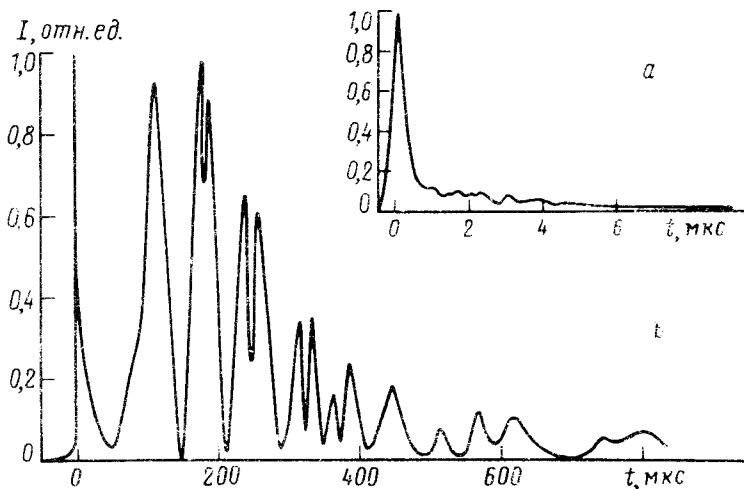


Рис. 3. Временной ход пропускания поляризационного затвора с НЖК в изотропной фазе при $T = 75,5^\circ\text{C}$ и плотностях энергии управляющего импульса $0,1 \text{ Дж/см}^2$ (а) и 5 Дж/см^2 (б)

Остановимся на анализе возможности развития самофокусировки. Ее влияние несущественно, если обусловленное нелинейной рефракцией смещение лучей гауссова пучка значительно меньше перетяжки w_0 . В приближении тонкой линзы угол отклонения луча $\vartheta = (\lambda/2\pi)(\partial\phi_{NL}/\partial r_\perp)$, где ϕ_{NL} - нелинейный набег фазы, r_\perp - поперечная координата. Полагая для оценки $(\partial\phi_{NL}/\partial r_\perp) \approx \phi_{NL}/w_0$,

получаем условие отсутствия самофокусировки $\phi_{NL} \ll 2\pi\omega_0^2/\lambda L$ или $\phi_{NL} \ll 40\pi$. Следовательно, в эксперименте ее влиянием можно пренебречь.

Вблизи температуры фазового перехода $T^* = 74,5^{\circ}\text{C}$ при измерении τ в изотропной фазе НЖК по схеме управляемого лазерным импульсом поляризационного затвора - две скрещенных призмы Глана, между которыми помещена кювета с НЖК (рис.1б) - был обнаружен зависящий от интенсивности управляющего импульса anomalно большой (на четыре порядка) рост τ . При увеличении плотности энергии лазерного импульса от 0,1 до 5 Дж/см² время релаксации возрастало от ≈ 100 нс до ≈ 1 мс. На рис.3 изображены две временные зависимости интенсивности прошедшего поляризационный затвор излучения зондирующего Ne - He-лазера, полученные при плотности энергии управляющего импульса неодимового лазера соответственно 0,1 (а) и 5 Дж/см² б). Следует отметить, что anomalно большие значения τ в изотропной фазе НЖК, зависимость τ от плотности энергии управляющего лазерного импульса не описываются теорией³. Возможно, это вызвано относительно большой величиной индуцируемого световым полем упорядочения молекул. Электрическое поле управляющего импульса сильно изменяет функцию распределения молекул по ориентациям и угловым скоростям, влияя тем самым на характер их взаимодействия после снятия поля. Не исключено также и возникновение вихревых гидродинамических потоков в результате лазерного воздействия.

Литература

1. Шен И.Р. Принципы нелинейной оптики. М.: Наука, 1989.
2. Альтшулер Г.Б. и др. ЖТФ, 1979, 49, 143.
3. Wong G.K.L., Shen Y.R. Phys. Rev. A, 1974, 10, 1277.
4. Барник М.И. и др. Кристаллография, 1978, 23, 805.